

Protokoll: Laser-Spektroskopie

Philipp Hacker

16. Dezember 2014

Betreuer: A.-P. Herrendorf

Versuchsdatum: 03.12.2014

Note:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Grundlagen	3
2.1	Festkörper-Laser	3
2.2	Laser-Diode	4
2.3	Spektroskopie	5
2.4	Fabry-Pérot-Interferometer	5
2.5	Zeeman-Effekt	6
2.6	Spektrale Linienbreite	8
3	Durchführung	9
4	Auswertung	10
4.1	Bestimmung des Off-Set und Kalibrierung	10
4.2	Auswertung bisheriger Daten	10
4.3	Temperatur und Dichte	11
4.4	Zeeman-Aufspaltung	12
5	Quellen	13

1 Einleitung

Schon 1814 beobachtete *J. Fraunhofer* charakteristische Linien im Lichtspektrum der Sonne. Diese sollten schließlich Rückschlüsse auf deren Zusammensetzung und atomare Zustände zulassen. Die Untersuchung der Wechselwirkung von Materie mit elektromagnetischer Strahlung ist gerade deswegen eine der wichtigsten Methoden der Physik. Die Analyse eines Strahlungsfeldes in Hinblick auf das Energiespektrum einer Probe sei die Spektroskopie. Die Grundlagen spektroskopischer Messmethoden umfassen von geometrischer Optik bis hin zur quantenmechanischer Beschreibung von Atomorbitalen viele Bereiche moderner Wissenschaften. In diesem Experiment zur Untersuchung des charakteristischen Spektrums eines Neon-Plasmas soll es um die Prinzipien dieses Feldes der Physik gehen.

2 Grundlagen

2.1 Festkörper-Laser

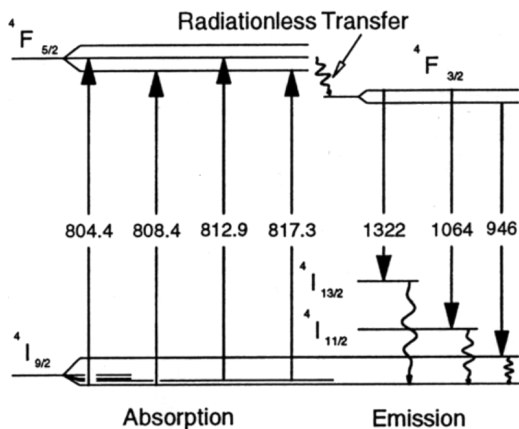


Abb. 1: Schema der Übergänge in einem Vier-Niveau-Laser

Diese Laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) bestehen aus kristallinen oder amorphen Festkörpern. Sie können die höchsten Ausgangsleistungen bei den geringsten Impulslängen aller Laser erreichen. Grundsätzlich besteht das Laser-Medium aus einem Kristall (Träger-Medium), welcher wiederum mit einer bestimmten Dotierung versehen ist (aktives Medium). Ein Spezialfall dessen ist die Laser-Diode, welche in diese Versuch benutzt wurde. Sie wird unter 2.2 genauer untersucht.

Der entspiegelte Festkörper befindet sich zwischen einem absolut reflektierenden (Reflexionskoeffizient $R = 1$) und teildurchlässigen ($R < 1$, Transmissionskoeffizient $T > 0$) Spiegel, dem so-

genannten Resonator. Darin wird das, vom Festkörper und der Pumplichtquelle erzeugte Licht hin und her geworfen bzw. ein kleiner Teil davon ausgekoppelt. Im Resonator können zusätzlich noch andere optische Bauteile wie z.Bsp. Filter eingebaut werden, welche das Ausgangsspektrum oder die erregten Moden verändern.

Ein weiterer Bestandteil des Lasers kann eine Pumplichtquelle sein. Sie regt das Laser-Medium mit ihrem elektromagnetischen Strahlungsfeld auf atomarer Ebene an und sorgt damit für dessen Eigenfluoreszenz. Dabei heben Photonen mit ihrer Energie von $\hbar\omega$ Bestandteile des aktiven Mediums, welche in der Regel Elektronen auf den Schalen der Atome des Festkörpers sind, in ihren Niveaus an und erlauben damit eine Relaxation unter erneuter Abstrahlung von Licht. Es gibt daher verschieden Möglichkeiten der Übergänge im Laser-Medium: spontane und stimulierte Emission, strahlungsfreie Relaxation und Absorption. Wird ein Elektron in seinem Niveau, unter Aufnahme von Energie, angehoben, so spricht man von Absorption. Dieser angeregte Zustand kann u.U. sehr kurzlebig sein und verfällt deswegen ohne Energieabgabe auf ein stabileres Niveau zurück - strahlungsfreie Relaxation. Einerseits kann das Elektron nun spontan aus dem relaxierten, dennoch höher als der Ausgangszustand liegenden Niveau zurückfallen, wobei es ein Photon entsprechend der Energiedifferenz abgibt. Andererseits kann durch ein äußeres Strahlungsfeld die stimulierte Emission eines Photons stattfinden, wobei die Erregung jedoch nicht „aufgezehrt“ wird und somit weiterhin zum Laser-Licht beiträgt (siehe Abb. 1)

Überlegt man nun, wie die Besetzungsdichten der Zustände sich unter dem Pumpprozess verhalten, so erkennt man schnell, dass das nicht-angeregte Energieniveau an Teilchen unweigerlich verarmen wird. Dies kann nur unter steter Energiezufuhr erzwungen werden, da es dem Streben nach maximaler Entropie eines Systems widerspricht. Die Umkehrung der Zustandsbesetzungen heißt Besetzungsinversion.

Laser können allgemein auf 2 Arten betrieben werden: kontinuierlich – Pumplicht und Laser-Licht werden ohne vorgegebene Periode emittiert – und gepulst – einerseits kann das Pumpen

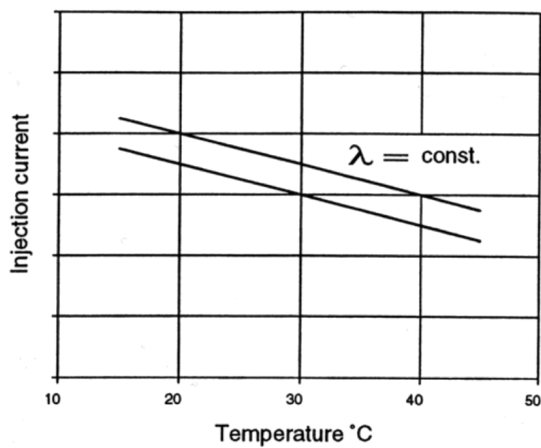
durch getaktete Lichtimpulse erfolgen und andererseits der Resonator des Lasers verändert werden.

2.2 Laser-Diode

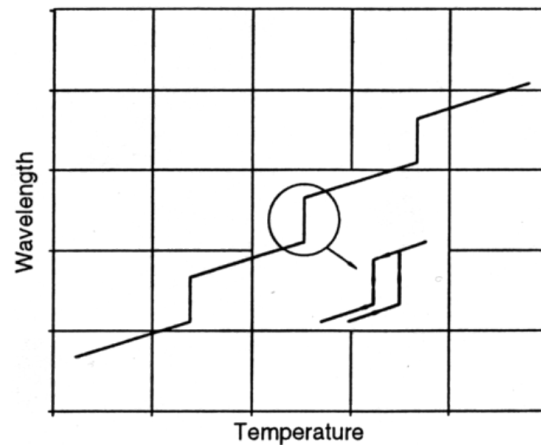
Am Übergang eines p-dotierten zu einem n-dotierten Halbleiterbauelement kommt es zur Rekombination von positiv geladenen „Löchern“ und Elektronen. Aufgrund der Energiedifferenzen in den Bändern (Überlapp der Wellenfunktion aller Teilchen) der beiden Halbleiterschichten kommt es zur Emission von Photonen. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung an die aktive pn-Zone fließen Ladungsträger aus dem n-dotierten in den p-dotierte Halbleiter. Wird der Strom groß genug, d.h. größer als der für den Dioden-Laser charakteristische Schwellenstrom I_{th} , so stellt sich eine Besetzungsinversion zwischen den beiden Schichten ein.

Laserdioden unterscheiden sich somit von herkömmlichen Lasern. Einerseits wird nur ein einziges Energieniveau angeregt und die Teilchen, welche dieses besetzen, sind unabhängig voneinander. Andererseits liegt die Ausgangsleistung nur bei einigen mW. Da die Besetzung der Bänder dem thermodynamischen Gleichgewicht nach *Fermi-Dirac* folgt, ist die Lichtwellenlänge der Laserdiode keine scharf definierte, sondern entspricht einer Distribution von Energien der am Übergang zwischen den Schichten beteiligten Teilchen. Außerdem ist bei Laserdioden zu beachten, dass der Resonator durch die reflektierenden/transmittierenden Eigenschaften der zum Einsatz kommenden Halbleiter gegeben ist. Er hat in etwa die Dimension der Wellenlänge des Laserdioden-Lichts.

Wie bei Halbleiter-Kristallen üblich, hängen auch die Eigenschaften der Laserdioden stark von der Intensität des Ladungsträgerstroms, der Dotierungen und der Temperatur ab. Wird nun eine einzige Wellenlänge, zum Beispiel für den Einsatz als Laser oder zum optischen Pumpen eines Laser-Mediums benötigt, so müssen Temperatur und Diodenstrom genauestens kontrolliert und geregelt werden. Offensichtlich nimmt die Laser-Lichtwellenlänge mit sinkender Temperatur ab (siehe Abb. 2b), da in diesem Fall sich die Energiebandlücke vergrößert und somit auch die Energie, welche beim Übergang eines Teilchens frei wird. Hinzu kommt, dass sich Resonatorgröße und -eigenschaften mit der Temperatur verändern. Deswegen können auch die ausgesendeten Photonen oberhalb bzw. unterhalb bestimmter Temperaturen keine stehenden Wellen mehr ausbilden. In diesen Fällen findet die Anregung anderer Moden statt, was wiederum eine Änderung der Wellenlänge des Lichts zur Folge hat (siehe Abb. 2a).



(a) Diodenstrom (*injection current*) über der Temperatur (*Temperature*) für konstante Wellenlängen λ



(b) Wellenlänge (*Wavelength*) des Diodenlasers über Temperatur (*Temperature*)

Abb. 2: Charakteristische Geraden einer Laser-Diode

2.3 Spektroskopie

Die Spektroskopie ist eine grundlegende Methode zur quantitativen und qualitativen Untersuchung des Energiespektrums einer Probe in Hinblick auf ihre Wechselwirkung mit einem Strahlungsfeld. Dabei trägt man eine spektrale Größe, wie z.Bsp. die Intensität, gegen eine, von der Energie abhängige Skala auf, was in der Regel die Frequenz oder Wellenlänge ist. Bei der Röntgenspektroskopie trägt man sogar gegen einen Winkel auf (nach *Bragg*, 1912). Es kann sowohl die Emission und somit Fluoreszenz, als auch die spezifische Absorption im Fokus stehen. Meist wird durch die charakteristische Aufnahme/Abgabe von Energie unter einem einfallenden Strahlungsfeld genutzt, um Rückschlüsse auf die atomare bzw. molekulare Struktur zu ziehen. Die auftretenden Peaks im Spektrum heißen Spektrallinien und sind einzigartig für jede Probe. Sie lassen wegen ihren unterschiedlichen Höhen, unter quantenmechanischer Betrachtung, auch Rückschlüsse auf die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Energieniveaus zu. In unserem Fall geht es um die Untersuchung eines Neon-Plasmas und somit der Elektronenschale ionisierter Zustände des Edelgases.

2.4 Fabry-Pérot-Interferometer

Bei Interferometrie macht man sich, die durch Superposition von Wellen gleicher Frequenzen und verschiedener Phasenbeziehungen erhaltenen, Interferenzbilder zur Nutze. Diese hängen davon ab, welche Form der Kohärenz vorliegt. Schwankt die Phasendifferenz zwischen 0 und 2π , so spricht man von inkohärenten Wellen. Ist jedoch für eine Beobachtungszeit Δt die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ konstant, und gilt $\Delta t \gg 2\pi/\omega$, so ist das Strahlungsfeld *zeitlich kohärent*. Liegt im gesamten Raum ein festes $\Delta\varphi$ vor, so spricht man von einem *räumlich kohärenten* Strahlungsfeld. Das entsprechenden *Kohärenzvolumen* ist das Produkt aus Kohärenzlänge $c\Delta t$ und der Fläche, welche aus allen Punkten m, n mit $|\varphi_m - \varphi_n| > \pi$ besteht.

Das *Fabry-Pérot*-Interferometer besteht aus zwei teildurchlässigen (Reflexionskoeffizient R), planparallelen Spiegeln, welche den optischen Resonator bilden. Einerseits kann dies durch 2 einzelne, reflektierende Oberflächen mit entspiegelten Rückseiten oder durch einen einzelnen, kubischen Resonatorkörper mit spiegelnden Außenseiten realisiert werden. Letzteres bezeichnet man als **Fabry-Pérot-Etalon**.

Eine, unter dem Winkel γ zum Lot einfallende Welle der Intensität I_0 wird innerhalb des FPI vielfach reflektiert als auch nach außen transmittiert. Die dadurch erzeugte *Vielstrahlinterferenz* kann nur innerhalb des Kohärenzvolumens beobachtet werden. Hinzu kommt, dass die optische Wegdifferenz Δs der reflektierten als auch transmittierten Teilwellen nicht größer als die Kohärenzlänge sein darf. Die dazu gehörige Kohärenzzeit ergibt sich aus der spektralen Breite $\Delta\nu$ der Strahlen (siehe 2.6) über $\Delta t = 1/\Delta\nu$.

Schreibt man sich nun die Intensitäten der transmittierten (I_T) und reflektierten (I_R) Wellen hin, so sieht man, dass diese abhängig von der Phasenbeziehung zur ursprünglichen Strahlung sind (siehe Gl. (1) und (2)).

$$I_R = I_0 \cdot \frac{F \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}{1 + F \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (1)$$

$$I_T = I_0 \cdot \frac{1}{1 + F \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} \quad (2)$$

$$\text{mit der Güte: } F = \frac{4 \cdot R}{(1 - R)^2} \quad (3)$$

Die optische Wegdifferenz zwischen zwei, nacheinander in die selbe Richtung ausgekoppelten Strahlen einer punktförmigen Lichtquelle ist gerade $2 \cdot nd$, wobei n der Brechungsindex und d die Schichtdicke bzw. Gitterkonstante des *Etalons* ist. Für die Phasendifferenz der Strahlung der Wellenlänge λ folgt damit, unter Beachtung der besprochenen Kohärenzbedingungen:

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot nd. \quad (4)$$

Die Phasendifferenz und somit die Interferenzerscheinungen der Teilstrahlen sind offensichtlich frequenz- bzw. wellenlängenabhängig. Aufgrund dessen nutzt man das FPI, wie in diesem Experiment, zur Energieskalen-Kalibrierung eines spektroskopischen Versuchs.

2.5 Zeeman-Effekt

Der *Zeeman-Effekt* (P. Zeeman, 1896) beschreibt die Aufspaltung der Energieniveaus gleicher Drehimpulsquantenzahlen l und somit die Aufhebung der $2l + 1$ -fachen Coulomb-Entartung.

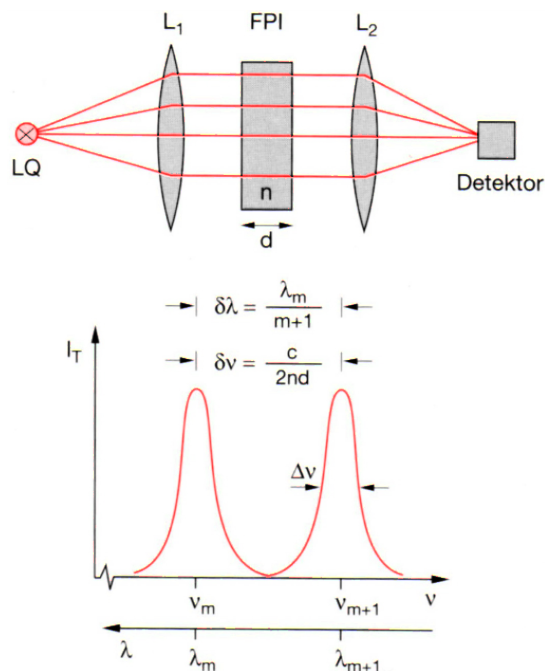


Abb. 3: **Oben:** Strahlenverlauf einer Lichtquelle LQ durch die Linsen L_1, L_2
Unten: zwei Spektrallinien $m, m + 1$ der Breite $\Delta\nu$

Durch finden auch Veränderung im Spektrum einer Probe unter Einfluss eines \vec{B} -Feldes statt. Die bewegte Ladung eines Elektrons mit dem Drehimpuls \vec{l} erfährt unter der Wirkung eines äußeren Magnetfeldes, wegen seinem magnetischen Moment $\vec{\mu} = \gamma \vec{l} = \frac{e}{2m_e} \vec{l}$, eine Änderung der potentiellen Energie. Die z-Komponente des Bahndrehimpulses \vec{l} ist $m\hbar$, weswegen die Energieänderung eines vorher entartetem Zustandes, unter Einwirkung eines in z-Richtung liegenden Magnetfeldes der Feldstärke B , zu

$$\Delta E = \frac{e}{2m_e} \vec{l} \vec{B} = g \frac{e}{2m_e} \hbar m B = g \mu_B m B \quad (5)$$

wird. Dabei ist g das gyromagnetische Verhältnis.

Unter Beachtung des Eigendrehimpulses Spin \vec{s} der Elektronen findet eine weitere Aufspaltung der Spektrallinien statt. Dieser Erscheinung ist der anomale Zeeman-Effekt.

Das magnetische Moment des Spins ist $\vec{\mu}_s = g_s \gamma \vec{s}$ mit dem anomalen g -Faktor $g_s \approx 2$. In diesem Fall spielt der Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ des Elektrons eine Rolle. Mit der z-Komponente j des Gesamtdrehimpulses und dem Landé-Faktor g_j (siehe Gl. (7)) wird die Energieverschiebung in einem schwächeren Magnetfeld in z-Richtung zu

$$\Delta E = g_j j \mu_B B \quad (6)$$

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} \quad (7)$$

Für beide Fälle des Zeeman-Effektes sind die aufgespalteten Spektrallinien äquidistant zueinander, was durch die ganzen Zahlen j, m , und l deutlich wird.

Für stärkere Magnetfelder kommt es zum *Paschen-Back-Effekt*, welcher die Äquidistanz der Niveaus auflöst und die vorher benutzte Spin-Bahn-Kopplung $\vec{l} + \vec{s}$ zerstört. Die Drehimpulse stellen sich somit im Magnetfeld frei ein und erzeugen unterschiedliche Beiträge.

$$\Delta E = \mu_B B \left(m \pm g_s \frac{1}{2} \hbar \right) \quad (8)$$

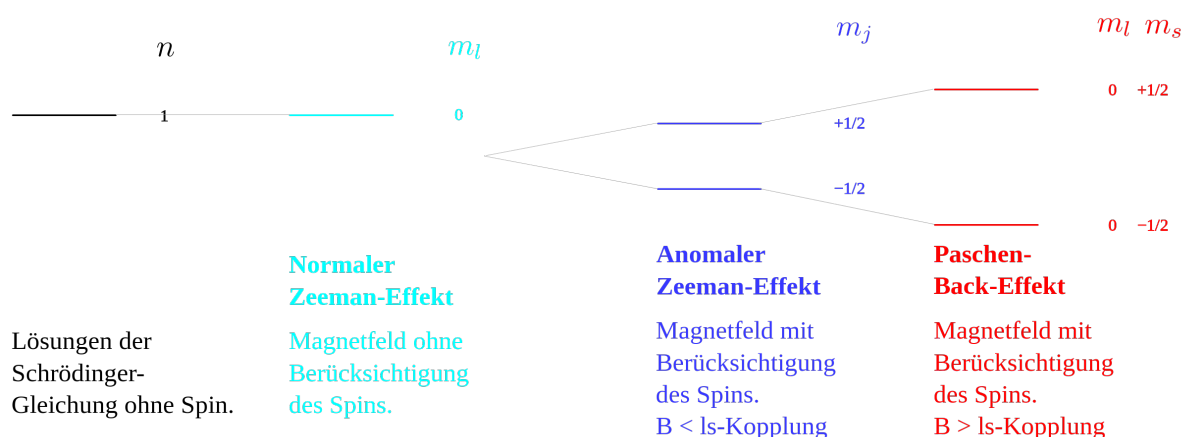


Abb. 4: Termschema des Wasserstoff-Atoms

2.6 Spektrale Linienbreite

Selbst bei beliebig guter Auflösung einer Messung findet man für eine Spektrallinie eines Spektrums ein $I(\nu)$. D.h. dass die Intensität nicht für eine einzelne Frequenz ν_0 , sondern für ein kleines Intervall $\delta\nu/\delta\omega$ um ν_0/ω_0 herum definiert ist.

Ein angeregtes Elektron kann, klassisch, als harmonischer Oszillator verstanden werden. Die Abstrahlung von Energie führt zu einer Dämpfung, welcher eine schnell abfallende Schwingungsamplitude folgt. Aufgrund dessen ist die Abstrahlungsfrequenz keine monochromatische mehr, sondern zeigt ein kleines Spektrum. Demnach wird das Intensitätsprofil $I(\omega)$ unter Normierung mit I_0 zum *lorentz-Profil*.

$$\frac{I(\omega)}{I_0} = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (9)$$

Die sogenannte volle Halbwertsbreite γ heißt auch *natürliche Linienbreite* und kann außerdem durch das Frequenzintervall ausgedrückt werden: $\gamma = \delta\omega = \delta\nu 2\pi$.

Hat der angeregte Zustand nur eine Lebensdauer von τ , so kann man über die *Heisenbergsche Unschärferelation* die natürliche Linienbreite durch Gl. (10) gegeben.

$$\tau \delta\nu \leq \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (10)$$

Ein weiter Grund, weswegen Spektrallinien keine absolut scharfen Peaks sondern leicht aufgeweitete „Berge“ sind, ist die *Doppler-Verbreiterung*. Ursache dessen ist der namensgebende Doppler-Effekt (C. Doppler, 1842), welcher durch die thermische Bewegung der emittierenden Teilchen auftritt. Die dadurch zu Stande kommende Verbreiterung der spektralen Linien ist viel größer als die des Lorentz-Profils. Vorrangig beobachtet man die in Gasen unter einem niedrigen Druck. Das Intensitätsprofil einer in ω_0 liegenden Linie wird hierbei zu Gl. (11) mit der Doppler-Breite in Gl. (12).

$$\frac{I(\omega)}{I_0} = \exp \left(- \left(\frac{\omega - \omega_0}{c\omega_0 \sqrt{2k_B T/mc}} \right)^2 \right) \quad (11)$$

$$\delta\omega = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}} \quad (12)$$

3 Durchführung

Das Licht einer durchstimmbaren Laser-Diode wird über einen Strahlteiler in ein Fabry-Pérot-Interferometer und auf eine Plasmaröhre gelenkt. Die Aufnahme der monochromatischen Strahlung erfolgt über Photodioden.

Der Referenzstrahl aus dem FPI gelangt in einen Detektor, welcher zur Datenauswertung an einen PC angeschlossen ist. Wie bereits ausgeführt (Abschn. 2.4) dient dieser Strahl zur Kalibrierung der Messung. Das, durch das Neon-Plasma auf den dahinter liegenden Detektor gelenkte Laser-Licht zeigt schließlich das charakteristische Spektrum. Ein starker Magnet kann zusätzlich über die Gasentladungsröhre gestülpt werden. Dessen \vec{B} -Feld erzeugt eine Zeeman-Aufspaltung im Plasma und verändert damit das Spektrum des Neons.

Eingangs werden Hintergrundstrahlung und mögliche Temperaturschwankungen, welche starken Einfluss auf die Wellenlänge des Laser-Lichts, durch Feineinstellungen und Referenzmessungen eliminiert. Anschließend findet die Kalibrierung mit Hilfe des FPI statt. Ist der Aufbau abgestimmt, so wird für einen Strom durch das Plasma von $I_p = 20 \text{ mA}$ das Spektrum aufgenommen. Darauf folgend wiederholt man die Messung für variierenden Strom. Schließlich nutzt man das Feld eines stärkeren Magneten zur Aufspaltung der beobachteten Linien. Das Spektrum wird wiederum aufgenommen.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung des Off-Set und Kalibrierung

Für die Kalibrierung der Messung wurde folgendes ausgenutzt: die hauptsächliche Absorption des Ne-Plasmas liegt bei $\lambda_0 = 653,67 \text{ nm}$ und die Abstände der Vielstrahlinterferenzmuster des FPI sind mit $\frac{c}{2nd}$ äquidistant. Nimmt man nun an, das sich im Interferometer Luft befindet ($n \approx 1$) und der Weg $d \sim 1 \text{ cm}$ beträgt, so lässt sich die Abszisse des Spektrums eindeutig auflösen.

Aufgrund der unterschiedlichen Leuchtintensitäten des Neon-Plasmas wurde für jede Messung ein eigener off-set bestimmt. Für die Anschaulichkeit und bessere Verdeutlichung der Verhältnisse wurde die Intensität I_{Las} , welcher der Detektor ohne zugeschaltetes Plasma misst, von den Werten I_{Abs} subtrahiert und so die reinen Absorptionspeaks herausgestellt (Ergebnisse siehe Abb. 5). In der Achsenbeschriftung sei $f_0 = 458,59 \text{ THz}$.

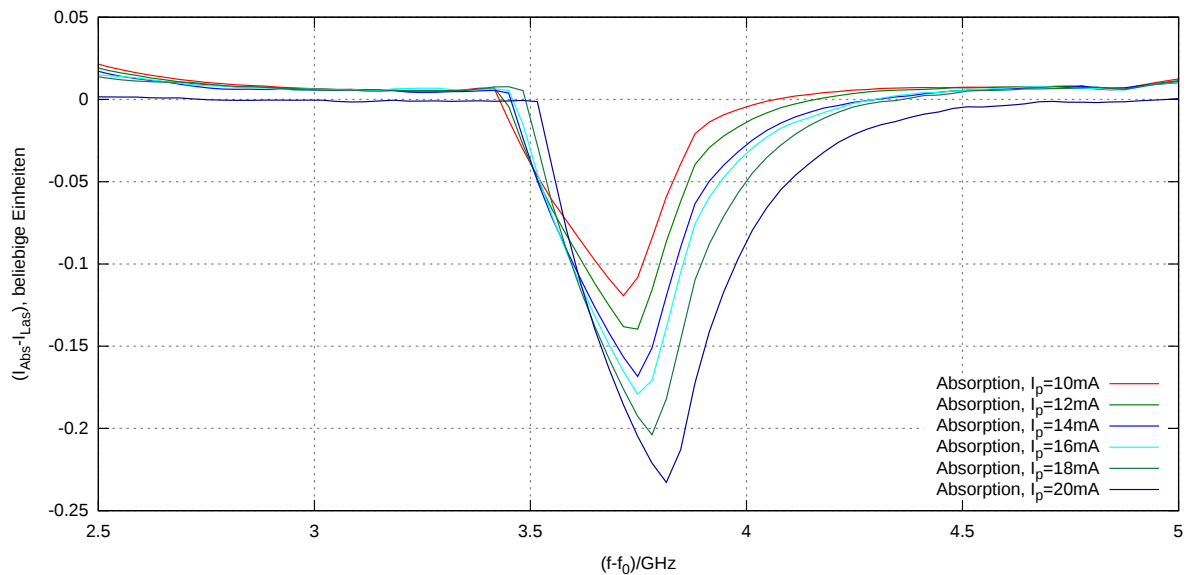


Abb. 5: Absorptionspeaks bei λ_0 über angepasster Intensität in bel. Einheiten

4.2 Auswertung bisheriger Daten

In Abb. 5 ist gut die Aufweichung in Richtung höherer Frequenzen zu erkennen. Sie entsteht durch die Absorption der anderer Neon-Isotope, welche ebenfalls im Edelgas vorkommen und im Spektrum dicht neben dem des eindeutig beobachteten Peaks liegen. Ihr Einfluss ist jedoch klein, da ihre Dichte sehr gering ist.

Ebenfalls gut zu einzusehen ist die Abhängigkeit der Absorption vom Gasentladungsstrom I_p . Ein höherer Strom bedeutet eine stärkere Ionisation, was wiederum einer größeren Teilchendichte gleichbedeutend ist und damit zu mehr Absorption durch das Plasma führt.

Da zur Kalibrierung der Skala eine Annahme über eine spezielle Wellenlänge in einem Absorptionspeak gemacht wurde, können so im Umkehrschluss nun keine Aussagen über die

Wellenlängen charakteristischer Verläufe gemacht werden. Dies würde einem Kreisschluss entsprechen und hätte keine Aussagekraft.

4.3 Temperatur und Dichte

Mit Hilfe der Gleichungen (15), (16) und (13) lassen sich wichtige Größen des Neon-Plasmas bestimmen. Die Zusammenführung gemessener und errechneter Werte finden sich in Tabellen 1 und 2.

$$T = \frac{\lambda_0^2 m_{\text{Ne}}}{8k_B \ln(2)} \cdot \Delta\nu^2 \quad (13)$$

Die mittlere Frequenzbreite $\Delta\nu$ ergibt sich hier aus der Breite des Absorptionspeaks, bei der dieser auf die Hälfte abgefallen ist. Dies lässt sich leicht aus Abb. 5 bestimmen. Die Masse m_{Ne} eines Ne-Atoms beträgt 22,2 amu.

I_p/mA	$\Delta\nu/\text{GHz}$	T/K
10	0,2501	12,87
12	0,269	14,9
14	0,279	16,0
16	0,278	15,9
18	0,283	16,5
20	0,325	21,7

Tabelle 1: Temperatur der Ne-Atome im Plasma nach Gl. (13)

Mit Hilfe des *Beer'schen* Absorptionsgesetzes lässt sich einfach der Absorptionskoeffizient des Neon-Plasmas bestimmen. Hierfür muss jedoch der optische Weg L bekannt sein, welchen der Laser im Medium zurücklegt. Dieser war in unserem Fall 2 cm.

$$I(L) = I_0 \exp(-\alpha L) \quad (14)$$

$$\alpha = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \cdot \frac{1}{L} \quad (15)$$

$$\rightarrow n_{\text{Ne}} = \frac{2\pi\epsilon_0 m_e c}{e^2 \lambda_0 f} \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m_{\text{Ne}}}} \cdot \alpha \quad (16)$$

Kennt man α , so lässt sich mit Gl. (16) die Dichte der metastabilen Neon-Zustände im Plasma bestimmen, welche die elektromagnetische Strahlung des Lasers absorbieren. Die anschließende Tabelle zeigt den Zusammenhang von Temperatur, Dichte und Absorption. Offensichtlich bedeutet eine größerer Strom, wie bereits angemerkt, eine stärkere Absorption, was auf eine höhere Dichte der wechselwirkenden Teilchen zurückzuführen ist.

I_0	I_{Abs}	I_p/mA	α/m^{-1}	$n_{\text{Ne}}/\frac{10^{-15}}{\text{m}^3}$
0,72	0,5826	10	10,59	2,55
	0,5636	12	12,25	3,18
	0,5401	14	14,37	3,86
	0,5291	16	15,4	4,13
	0,511	18	17,14	4,68
	0,4888	20	19,45	6,09

Tabelle 2: Absorptionskoeffizient α und Dichte der absorbierenden Neon-Atome n_{Ne}

4.4 Zeeman-Aufspaltung

Die Beobachtung der Aufspaltung der Energieniveaus unter dem Einfluss eines Magnetfeldes ist leider nicht gelungen. Diesen Umstand zeigt Abb. 6. Trotz der Stärke des Magneten von 147,4 mT konnte keine Aufteilung und symmetrische Verschiebung des Absorptionspeaks um λ_0 aufgenommen werden.

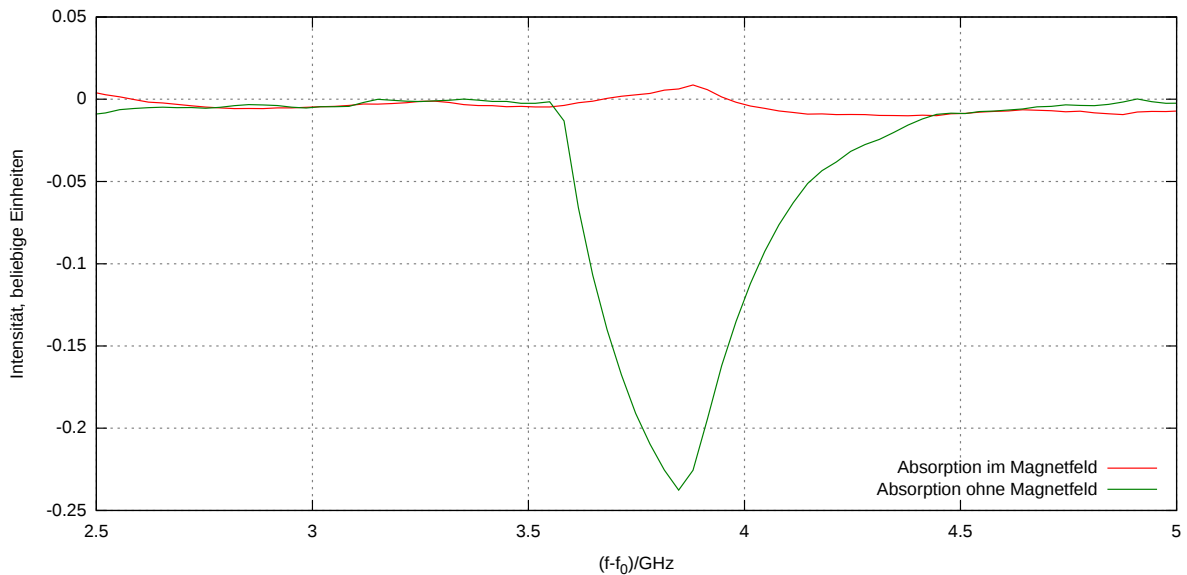


Abb. 6: Absorption im Magnetfeld mit Vergleich zu vorherigen Messung

5 Quellen

- Versuchsanleitung „Laserspektroskopie“
- <http://de.wikipedia.org/wiki/Spektroskopie>
- <http://de.wikipedia.org/wiki/Fabry-P%C3%A9rot-Interferometer>
- <http://de.wikipedia.org/wiki/Zeeman-Effekt>
- Protokoll zum Versuch „Nd:YAG-Laser“